DOI: 10.11883/1001-1455(2015)01-0029-07

铝粉/空气二维黏性两相爆轰的数值模拟*

韦 伟[1,2],翁春生[1]

(1.南京理工大学瞬态物理国家重点实验室,江苏 南京 210094;
2.江苏海事职业技术学院,江苏 南京 211170)

摘要:为了深入研究爆轰波形成和传播的机理与特性,建立了管内铝粉/空气二维黏性两相爆轰过程的数学模型,采用守恒元与求解元方法进行数值计算,并对其物理参数的分布进行了分析。结果表明:管内燃烧转爆轰的初期,压力沿径向变化明显,与壁面碰撞有明显的反射波;燃烧转爆轰的中后期,压力沿轴向变化明显,但径向效应仍不能忽视,碰撞形成的反射波对最终稳定爆轰波的形成影响较大。研究结果同时表明:不仅铝粉颗粒初始半径对爆轰波的形成与传播有一定的影响;而且气体的黏性作用在研究爆轰管内近壁面处流场时不容忽视。研究结果有利于进一步揭示铝粉燃烧转爆轰的机理。

关键词:爆炸力学;两相流;CE/SE 方法;铝粉尘;爆轰

中图分类号:O381;TJ011.1 **国标学科代码**:13035 **文献标志码**:A

铝粉含能量高,并且在空气中易产生爆轰,一方面在军事上可将其作为固体推进剂的重要成分,另一方面在生产过程中易发生粉尘爆轰的危害也不容忽视。因此对铝粉/空气两相爆轰这个复杂而又不稳定过程的研究备受关注。E. L. Dreizin[1]、S. Goroshin 等[2]对不同氧浓度热气体中的铝粉颗粒的燃烧进行了大量的实验研究。刘晓利等[3]、陈志华等[4]、李小东等[5]在铝粉粒径、铝粉浓度和点火延迟时间对爆轰参数的影响方面进行了实验研究。在理论研究方面,B. Veyssiere 等[6]和 A. V. Fedorov 等[7]用两相流体力学模型研究铝粉爆轰的定常问题。韦伟等[8-9]和洪滔等[10-11]对铝粉爆轰的一维和二维非定常问题进行了研究。

在前人研究的基础上,本文中考虑气固两相爆轰中气体的黏性作用,并以此建立管内非定常二维气固两相黏性爆轰的理论模型,应用 CE/SE 方法数值求解气固两相爆轰模型。分析铝粉/空气两相爆轰波管内形成和传播的过程,研究铝粉颗粒半径对爆轰波形成和强度的影响,讨论考虑气体黏性作用的重要性。

1 爆轰两相控制方程

为了简化所研究的管内爆轰气/固两相非定常二维轴对称流场,作以下假定:(1)铝粉颗粒为初始直径相同的球形,在气体中均匀分布可视其为拟流体,但忽略其颗粒间的相互作用力,以及与壁面的作用;(2)考虑气相的黏性作用,忽略颗粒相的黏性作用;(3)燃烧产物氧化铝粉末视作气相产物,但不考虑其对压力的影响;(4)化学反应释放的能量都被气相吸收。基于以上假设,可得到含组分变化的两相爆轰控制方程组:

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{G}}{\partial y}=\frac{\partial \boldsymbol{F}_{\mathrm{v}}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{G}_{\mathrm{v}}}{\partial y}+\boldsymbol{R}-\frac{\boldsymbol{G}-\boldsymbol{G}_{\mathrm{v}}}{y} \tag{1}$$

* **收稿日期**:2013-05-10;**修回日期**:2013-09-13
基金项目:中央高校基本科研业务费专项基金项目(30920130112007);
国防预研究基金项目(9140C300202120C30)
第一作者:韦 伟(1980—),女,博士研究生,讲师;**通讯作者**:翁春生,weng@mail.njust.edu.cn。

$$\boldsymbol{U}=\begin{bmatrix}\varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{g}}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}v_{\mathrm{g}}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}u_{\mathrm{s}}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}v_{\mathrm{s}}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}E_{\mathrm{g}}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}E_{\mathrm{s}}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}Y_{\mathrm{O}}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}Y_{\mathrm{Al}}\end{bmatrix},\ \boldsymbol{F}=\begin{bmatrix}\varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{g}}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}u_{\mathrm{s}}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{g}}^2\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{g}}v_{\mathrm{g}}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}u_{\mathrm{s}}^2\\ \varphi_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}u_{\mathrm{s}}v_{\mathrm{s}}\\ \varphi_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{g}}(\rho_{\mathrm{g}}E_{\mathrm{g}}+p)\\ \varphi_{\mathrm{s}}u_{\mathrm{s}}(\rho_{\mathrm{s}}E_{\mathrm{s}}+p)\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{g}}Y_{\mathrm{O}}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{g}}Y_{\mathrm{Al}}\end{bmatrix},\ \boldsymbol{G}=\begin{bmatrix}\varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}v_{\mathrm{g}}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}v_{\mathrm{s}}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{g}}v_{\mathrm{g}}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}v_{\mathrm{g}}^2\\ \varphi_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}u_{\mathrm{s}}v_{\mathrm{s}}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}v_{\mathrm{s}}^2\\ \varphi_{\mathrm{g}}v_{\mathrm{g}}(\rho_{\mathrm{g}}E_{\mathrm{g}}+p)\\ \varphi_{\mathrm{s}}v_{\mathrm{s}}(\rho_{\mathrm{s}}E_{\mathrm{s}}+p)\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}v_{\mathrm{g}}Y_{\mathrm{O}}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}v_{\mathrm{g}}Y_{\mathrm{Al}}\end{bmatrix},\ \boldsymbol{F}_{\mathrm{v}}=\begin{bmatrix}0\\ 0\\ \varphi_{\mathrm{g}}\tau_{\mathrm{g},xx}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\tau_{\mathrm{g},xy}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\tau_{\mathrm{s},xx}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\tau_{\mathrm{s},xy}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\left(u_{\mathrm{g}}\tau_{\mathrm{g},xx}+v_{\mathrm{g}}\tau_{\mathrm{g},xy}+r_{\mathrm{c}}\dfrac{\partial T_{\mathrm{g}}}{\partial x}\right)\\ \varphi_{\mathrm{s}}\left(u_{\mathrm{s}}\tau_{\mathrm{s},xx}+v_{\mathrm{s}}\tau_{\mathrm{s},xy}+r_{\mathrm{c}}\dfrac{\partial T_{\mathrm{s}}}{\partial x}\right)\\ 0\\ 0\end{bmatrix}$$

$$\boldsymbol{G}_{\mathrm{v}}=\begin{bmatrix}0\\ 0\\ \varphi_{\mathrm{g}}\tau_{\mathrm{g},yx}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\tau_{\mathrm{g},yy}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\tau_{\mathrm{s},yx}\\ \varphi_{\mathrm{s}}\tau_{\mathrm{s},yy}\\ \varphi_{\mathrm{g}}\left(u_{\mathrm{g}}\tau_{\mathrm{g},yx}+v_{\mathrm{g}}\tau_{\mathrm{g},yy}+r_{\mathrm{c}}\dfrac{\partial T_{\mathrm{g}}}{\partial y}\right)\\ \varphi_{\mathrm{s}}\left(u_{\mathrm{s}}\tau_{\mathrm{s},yx}+v_{\mathrm{s}}\tau_{\mathrm{s},yy}+r_{\mathrm{c}}\dfrac{\partial T_{\mathrm{s}}}{\partial y}\right)\\ 0\\ 0\end{bmatrix},\ \boldsymbol{R}=\begin{bmatrix}I_{\mathrm{d}}\\ -I_{\mathrm{d}}\\ I_{\mathrm{d}}u_{\mathrm{g}}-F_{\mathrm{d},x}\\ I_{\mathrm{d}}v_{\mathrm{g}}-F_{\mathrm{d},y}+\varphi_{\mathrm{g}}(p-\tau_{\mathrm{g},\theta\theta})/y\\ -I_{\mathrm{d}}u_{\mathrm{s}}+F_{\mathrm{d},x}\\ -I_{\mathrm{d}}v_{\mathrm{s}}+F_{\mathrm{d},y}+\varphi_{\mathrm{s}}(p-\tau_{\mathrm{s},\theta\theta})/y\\ -Q_{\mathrm{d}}+Q_{\mathrm{c}}-(F_{\mathrm{d},x}u_{\mathrm{g}}+F_{\mathrm{d},y}v_{\mathrm{g}})+I_{\mathrm{d}}(E_{\mathrm{g}}+p/\rho_{\mathrm{g}})\\ Q_{\mathrm{d}}+(F_{\mathrm{d},x}u_{\mathrm{s}}+F_{\mathrm{d},y}v_{\mathrm{s}})-I_{\mathrm{d}}(E_{\mathrm{s}}+p/\rho_{\mathrm{s}})\\ -\dfrac{8}{9}I_{\mathrm{d}}\\ \dfrac{17}{9}I_{\mathrm{d}}\end{bmatrix}$$

式中：

$$\tau_{\mathrm{g},xx}=\mu_{\mathrm{g}}\left(2\frac{\partial u_{\mathrm{g}}}{\partial x}-\frac{2}{3}\nabla u_{\mathrm{g}}\right),\tau_{\mathrm{s},xx}=\mu_{\mathrm{s}}\left(2\frac{\partial u_{\mathrm{s}}}{\partial x}-\frac{2}{3}\nabla u_{\mathrm{s}}\right),\tau_{\mathrm{g},yy}=\mu_{\mathrm{g}}\left(2\frac{\partial u_{\mathrm{g}}}{\partial x}-\frac{2}{3}\nabla u_{\mathrm{g}}\right),$$

$$\tau_{\mathrm{s},yy}=\mu_{\mathrm{s}}\left(2\frac{\partial u_{\mathrm{s}}}{\partial x}-\frac{2}{3}\nabla u_{\mathrm{s}}\right)\tau_{\mathrm{g},xy}=\tau_{g,yx}=2\mu_{g}\left(\frac{\partial u_{\mathrm{g}}}{\partial y}+\frac{\partial v_{\mathrm{g}}}{\partial x}\right),\tau_{\mathrm{s},xy}=\tau_{\mathrm{s},yx}=2\mu_{\mathrm{s}}\left(\frac{\partial u_{\mathrm{s}}}{\partial y}+\frac{\partial v_{\mathrm{s}}}{\partial x}\right),$$

$$\tau_{\mathrm{g},\theta\theta}=\mu_{\mathrm{g}}\left(2\frac{v_{\mathrm{g}}}{y}-\frac{2}{3}\nabla u_{\mathrm{g}}\right),\tau_{\mathrm{s},\theta\theta}=\mu_{\mathrm{s}}\left(2\frac{v_{\mathrm{s}}}{y}-\frac{2}{3}\nabla u_{\mathrm{s}}\right),\nabla u_{\mathrm{g}}=\frac{\partial u_{\mathrm{g}}}{\partial x}+\frac{\partial(yv_{\mathrm{g}})}{y\partial y},\nabla u_{\mathrm{s}}=\frac{\partial u_{\mathrm{s}}}{\partial x}+\frac{\partial(yv_{\mathrm{s}})}{y\partial y},$$

下标 g、s 表示气相和固相；φ、ρ、u、v、μ、T、E 分别表示体积分数比、密度、轴向速度、径向速度、黏性系数、温度和内能，其中 $\varphi_{\mathrm{g}}+\varphi_{\mathrm{s}}=1$；$p$ 为爆轰管内的压力；Y_{O}、Y_{Al}分别为气相部分中 O_2 和 Al_2O_3 的体积分数；I_{d} 是单位体积内铝粉颗粒因燃烧引起的质量变化率；F_{d} 是气相与固体颗粒相间的相互作用力；Q_{d} 是气相与固体颗粒间的对流传热量；Q_{c} 是铝粉燃烧释放的热量；τ_{ij} $(i,j=x,y,\theta)$，当 $i=j$ 时表示正应力，当 $i\neq j$ 时表示剪切应力，x、y 分别表示爆轰管的轴向和径向。

2 数值计算方法

2.1 CE/SE 方法

通过之前的研究，发现二维 CE/SE 方法在扑捉爆轰波这类强间断波的能力很强[8-9]。本文中尝试采用该方法处理黏性的问题。

对于守恒方程组(1)，令 $\boldsymbol{I}=\boldsymbol{R}-\dfrac{\boldsymbol{G}-\boldsymbol{G}_{\mathrm{v}}}{y}$，根据 Chang[14]对时间和空间的统一处理思想，令 $x_1=x$，$x_2=y$，$x_3=t$ 作为三维欧几里得空间 E_3 上的 3 个坐标，利用高斯定理对其积分可得[14]：

$$\oint_{S(V)} \boldsymbol{h}\mathrm{d}s - \oint_{S(V)} \boldsymbol{h}_{\mathrm{v}}\mathrm{d}s = \int_{V} \boldsymbol{I}\mathrm{d}V \tag{2}$$

式中：$S(V)$是 V 在 E_3 上任意时空区域的边界，$\boldsymbol{h}=(\boldsymbol{F},\boldsymbol{G},\boldsymbol{U})$是时间-空间通量流密度矢量。对于任意的$(x,y,t)\in \mathrm{SE}(i,j,n)$，$\boldsymbol{U}(x,y,t)$、$\boldsymbol{F}(x,y,t)$、$\boldsymbol{G}(x,y,t)$用离散量 $\boldsymbol{U}^*(x,y,t;i,j,n)$、$\boldsymbol{F}^*(x,y,t;i,j,n)$、$\boldsymbol{G}^*(x,y,t;i,j,n)$来替代。利用泰勒级数展开式见参考文献[14]。由此方程(12)在守恒元 CE(Q)上用离散量表示为[14]：

$$\oint_{S(\mathrm{CE}(Q))} \boldsymbol{h}^*\mathrm{d}s - \oint_{S(\mathrm{CE}(Q))} \boldsymbol{h}_{\mathrm{v}}\mathrm{d}s = \int_{\mathrm{CE}(Q)} \boldsymbol{I}\mathrm{d}v \tag{3}$$

由上式表明穿过 SE(Q)所有边界面的 $\boldsymbol{h}^*$ 的积分通量是守恒的，因此利用守恒元和求解元思想可将 $U_{i,j}^n$进一步推导可得到数值计算格式，具体参见文献[14]。

2.2　源项处理

由于化学反应的特征时间远小于对流的特征时间，因此源项为刚性 。本文中采用分裂方法求解，即先不考虑源项的影响，用 CE/SE 方法求解 $(U)_j^n$。再将 $(U)_j^n$ 作为初值，应用四阶 Runge-Kutta 法求解常微分方程组

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{U}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{R} - \frac{\boldsymbol{G}-\boldsymbol{G}_{\mathrm{v}}}{y}$$

2.3　初始条件与边界条件

计算初始条件为：根据实验设备的实际尺寸，爆轰管直径取 0.06 m，长取 1 m。因流场轴对称，因此只取流场的一半为计算区域。初始时爆轰管内充满空气和固体颗粒，铝粉和空气的初始质量按其化学当量比取值。初始压力取一个标准大气压，空气和固体颗粒的温度取常温 300 K。铝粉颗粒半径取 0.5 μm。爆轰管起爆端轴线处取 10×15 个网格模拟初始点火，点火条件为常温常压的 15 倍，压力取 1.5 MPa，温度取 4 500 K。

计算边界条件为：计算中心轴上采用轴向对称边界条件，壁面上采用无滑移边界条件[6]。

3　结果分析

3.1　管内压力分布

通过计算得到爆轰管内不同时刻压力空间分布云图，如图 1 所示。图 1(a)为铝粉在空气中被点燃后产生的高温高压燃烧产物压缩未燃混合物，形成的燃烧波在爆轰管内沿轴向与径向传播，压力峰值基本不变(p=1.1 MPa)。图 1(b)显示燃烧波传播过程中高压区域不断扩大，当沿径向运动的燃烧波与下壁面碰撞时，形成一个局部爆轰点和向上壁面运动的反射波，其压力峰值上升到 2.2 MPa。局部爆轰点周围的铝粉以及反射波扫过区域的未反应物被迅速点燃，铝粉燃烧释放热量速率加快，燃烧波在传播

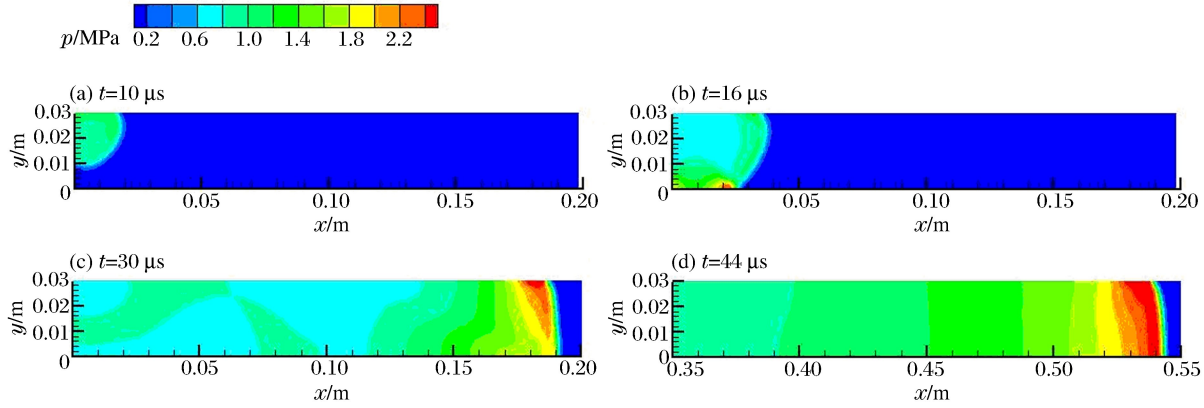

图 1　不同时刻爆轰管内压力分布云图

Fig. 1　Pressure contours at different times

过程中能量不断增加。图 1(c)显示爆轰点高压范围不断扩大,并向上壁面运动,与上壁面碰撞反射,逐渐形成一道明显的爆轰波,传播至距爆轰管封闭端 0.19 m 处。图 1(d)中爆轰波基本达到稳定状态,此处距左边封闭端 0.546 m,压力峰值达到 2.8 MPa。

通过以上对压力云图的分析可见,铝粉尘在管内燃烧转爆轰的初期,压力效应以径向为主,而随着爆轰波逐渐形成,压力轴向效应已起主导作用,而径向效应明显减弱,这与实际的铝粉尘燃烧转爆轰情况相符。铝粉在空气中被点燃后形成的燃烧波上下壁面的反射作用较管内液体燃料的爆轰过程[13]明显。该作用加快了铝粉燃烧速率,对铝粉/空气爆轰过程中局部爆轰点的产生和最终稳定爆轰波形成有较大的关系。

3.2 铝粉颗粒半径变化对流场影响

图 2 为不同时刻爆轰管内铝粉颗粒半径空间分布曲面图。图中铝粉颗粒半径 d 为 0.5 μm,表示铝粉尚未开始燃烧,等于 0 表示燃烧完全。图 2(a)为 16 μs 时刻铝粉颗粒燃烧情况。此时刚开始点火不久,燃烧波后的铝粉没有燃烧完全,$d>0$。因此爆轰能量不够,稳定的爆轰波尚未形成,见图 1(b)。图 2(b)为 44 μs 时刻铝粉颗粒燃烧情况。此时爆轰波扫过后的铝粉在高温高压环境下迅速燃烧完毕,颗粒半径由 0.5 μm 变化到 0,已经形成爆轰波,见图 1(d)。

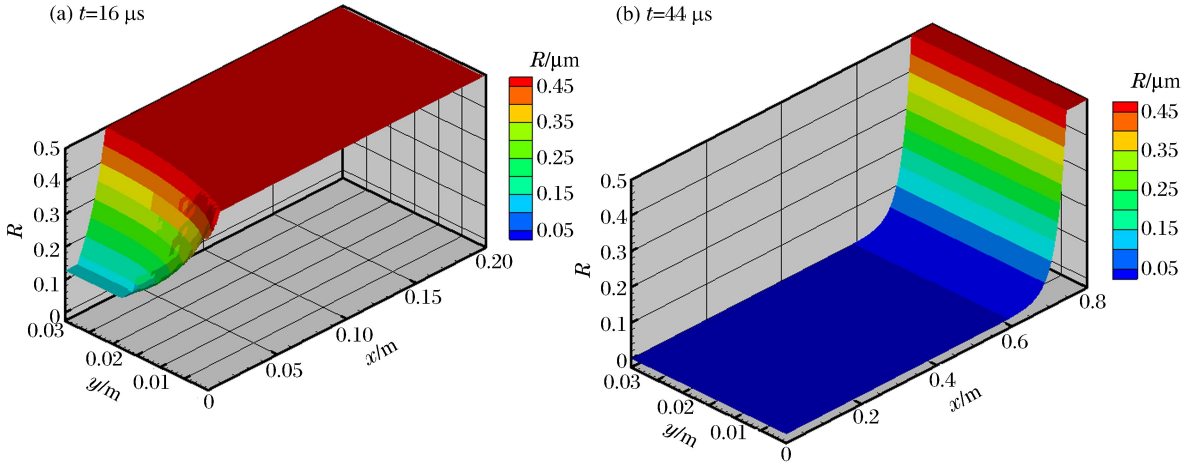

图 2 不同时刻爆轰管轴线处铝粉颗粒半径变化图

Fig. 2 Particle radius at different times

通过计算表明,不同的颗粒半径对稳定爆轰波形成有一定的影响。比较颗粒半径分别为 0.4、0.5、0.6 μm 的初始起爆条件,如图 3 所示。颗粒半径越小,越早达到稳定爆轰,爆轰波峰值较低;颗粒半径越大,越迟达到稳定爆轰,爆轰波峰值较高。但颗粒半径达到一定大小时对爆轰波的影响减弱。

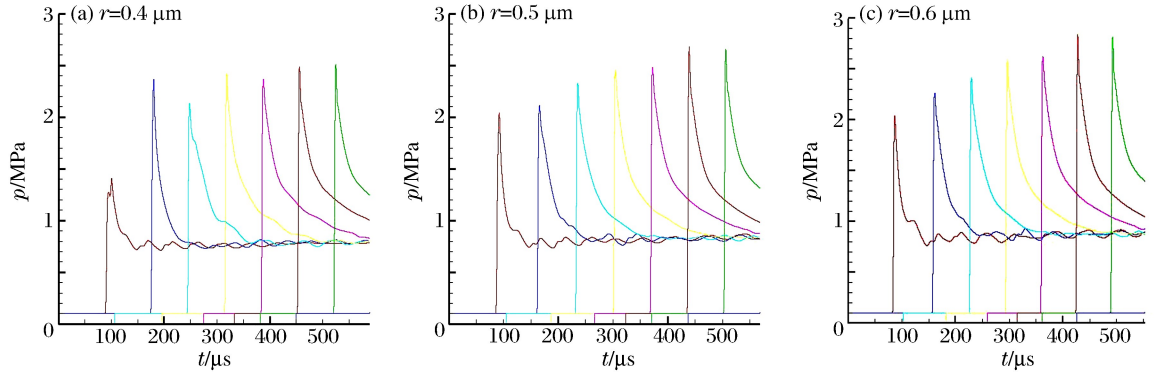

图 3 不同颗粒半径时爆轰管轴线处压力随时间变化图

Fig. 3 Times evolution of the pressures along the axis of detonation tube for different particle radius

3.3　黏度对速度及压力的影响

通过比较分析爆轰波阵面附近速度云图，从图 4 可见，爆轰波传播的速度因气体黏性的作用而明显下降，由 1 300 m/s 下降至 1 100 m/s。受黏性力影响，轴线处的轴向速度和径向速度的峰值速度更为平稳。其中轴线处轴向速度是指在爆轰管的轴线处气相的轴向速度，轴线处径向速度是指在爆轰管的轴线处气相的径向速度。

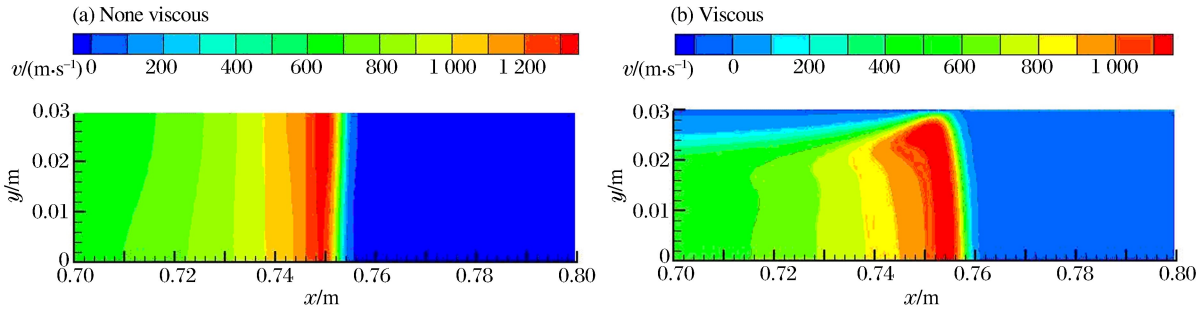

图 4　爆轰波阵面附近速度云图

Fig. 4　Velocity contours near the detonation wave

受气体黏性的影响，管壁处轴向速度 u 整体明显下降，如图 5(a)～(b)所示；而径向速度 v 整体明显上升，如图 5(c)～(d)所示。其中管壁处轴向速度是指接近爆轰管管壁处气相的轴向速度，管壁处径向速度是指接近爆轰管管壁处气相的径向速度。可见速度受黏性的影响在爆轰管壁面处更为显著，如图 4(b)所示。

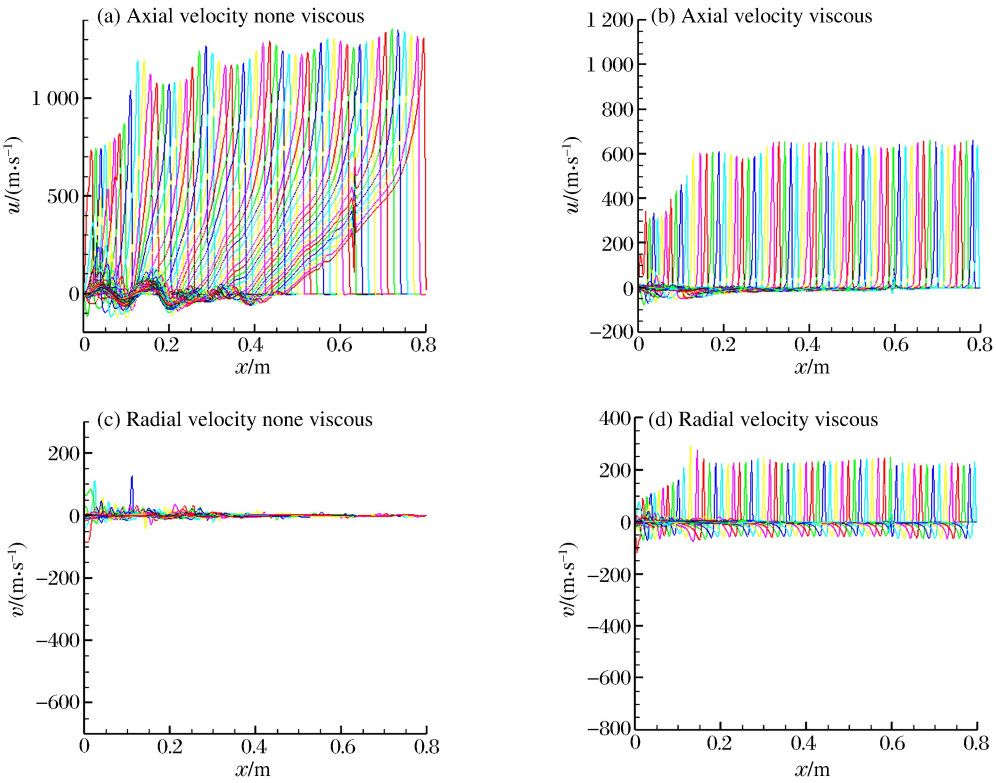

图 5　不同时刻爆轰管管壁处速度变化图

Fig. 5　Velocity profiles along the wall at different times

比较同一时刻不考虑气体黏性作用的爆轰管内压力分布云图(图 6)与考虑气体黏性作用的爆轰管内压力分布云图(图 1(d))可见。同样是在 $t=44$ μs 时刻,不考虑气体黏性作用时爆轰波已传至距封闭端 0.66 m 处,压力峰值可达 3.4 MPa,考虑气体黏性作用时爆轰波仅传至距封闭端 0.54 m 处,压力峰值下降为 2.8 MPa。证实考虑气体黏性作用,使得爆轰波在传播过程中阻力增加,传播速度下降,而且峰值压力也受到影响。可见由于黏性的存在,使得一部分的能量损失,因此爆轰波强度有所减弱。

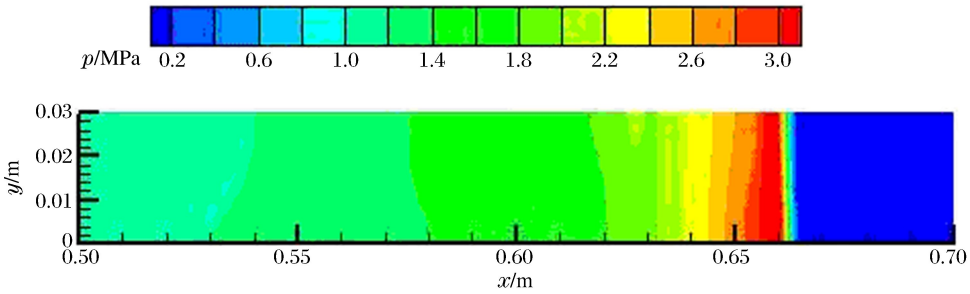

图 6 不考虑黏性时 $t=44$ μs 时刻爆轰管内压力分布云图

Fig. 6 Pressure contours at $t=44$ μs (taking no account of viscous)

4 结 论

通过对铝粉/空气二维黏性两相管内爆轰过程分析,建立了合理的数学模型,不仅考虑了气相的组分,更考虑了气体黏性因素。采用守恒元与求解元方法对其进行数值计算,对流场各物理量进行了较为详细的研究。结果表明:

(1)二维黏性 CE/SE 方法在捕捉铝粉/空气两相爆轰波方面的能力较强。

(2)管内燃烧转爆轰初期,压力沿径向变化明显,与壁面碰撞有明显的反射波;燃烧转爆轰中后期,压力沿轴向变化明显,但径向效应仍不能忽视,碰撞形成的反射波对最终稳定爆轰波的形成影响较大。

(3)初始铝粉颗粒半径对爆轰形成与传播有一定的影响。

(4)气体的黏性作用使得爆轰波峰值速度更平稳,对近爆轰管内壁面处速度的影响较轴线处明显。受黏性作用影响,管壁处径向速度显著增加,而轴向速度明显下降。壁面处呈现明显的黏性效应。气体黏性作用使得管内爆轰波传播速度变慢,而且峰值压力下降。

参考文献:

[1] Dreizin E L. Experimental study of aluminum particle flame evolution in normal and micro-gravity[J]. Combustion and Flame, 1999,116(3):323-333.

[2] Goroshin S, Bidabadi M, Lee J H S. Quenching distance of laminar flame in aluminum dust cIouds[J]. Combustion and Flame, 1996,105:147-160.

[3] 刘晓利,李鸿志,郭建国,等. 铝粉-空气混合物燃烧转爆轰(DDT)过程的实验研究[J]. 爆炸与冲击,1995,15(3):217-228.
Liu Xiao-li, Li Hong-zhi, Guo Jian-guo, et al. Deflagration to detonatiion transition(DDT) in aluminum dust-air mixture[J]. Explosion and Shock Waves, 1995,15(3):217-228.

[4] 陈志华,范宝春,李鸿志. 燃烧管内悬浮铝粉燃烧爆炸过程的研究[J]. 高压物理学报,2006,20(2):157-162.
Chen Zhi-hua, Fan Bao-chun, Li Hong-zhi. Investigations on combustion and explosion of Suspended aluminum particles in a large combustion tube[J]. Journal of High Pressure Physics, 2006,20(2):157-162.

[5] 李小东,刘庆明,白春华,等. 铝粉-空气混合物的燃烧转爆轰过程[J]. 火炸药学报,2009,32(6):58-61.
Li Xiao-dong, Liu Qing-ming, Bai Chun-hua, et al. Deflagration to detonation transition process in aluminum dust-air mixture[J]. Chinese Journal of Explosives & Propellants, 2009,32(6):58-61.

[6] Veyssiere B, Khasainov B A. Stead, Plane, double-front detonations in gaseous detonable mixtures containing a

suspension of aluminum particles[J]. Combustion and Flame, 1991,85:241-253.

[7] Fedorov A V, Khmel T A, Fomin V M. Non-equilibrium model of steady detonations in aluminum particles-oxygen suspensions[J]. Shock Waves, 1999,9(5):313-318.

[8] 韦伟,翁春生.基于 CE/SE 方法的铝粉尘爆轰一维两相数值计算[J].南京师范大学学报,2012,12(2):53-56.
Wei Wei, Weng Chun-sheng. One-dimension two-phase-flow numerical simulation of aluminum-dust detonation based on CE/SE method[J]. Journal of Nanjing Normal University, 2012,12(2):53-56.

[9] 韦伟,翁春生.基于 CE/SE 方法的铝粉尘爆轰二维两相数值计算[J].弹道学报,2012,24(4):99-102.
Wei Wei, Weng Chun-sheng. Two-dimension two-phase-flow numerical simulation of aluminum-dust detonation based on CE/SE method[J]. Journal of Ballistics, 2012,24(4):99-102.

[10] 洪涛,秦承森.爆轰波管中铝粉尘爆轰的数值模拟[J].爆炸与冲击,2004,24(3):193-200.
Hong tao, Qin Cheng-sen. Numerical simulation of dust detonation of aluminum powder in explosive tubes[J]. Explosion and Shock Waves, 2004,24(3):193-200.

[11] 洪涛,秦承森.悬浮铝粉尘爆轰波参数[J].含能材料,2004,12(3):129-133.
Hong tao, Qin Cheng-sen. Parameters of detonation in suspended aluminum dust[J]. Chinese Journal of Energetic Materials, 2004,12(3):129-133.

[12] 白桥栋,翁春生.二维 CE/SE 方法在内弹道湍流两相流动中的应用[J].兵工学报,2009,30(6):682-687.
Bai Qiao-dong, Weng Chun-sheng. The application of two dimensional space-time conservation element and solution element method (CE/SE) to turbulent two-phase flow in interior ballistics[J]. Acta Armamentarii, 2009,30(6):682-687.

[13] Ma Dan-hua, Weng Chun-sheng. Application of two-dimensional viscous CE/SE method in calculation of two-phase detonation[J]. Journal of China Ordnance, 2010,6(1):5-9.

[14] 翁春生,王浩.计算内弹道[M].北京:国防工业出版社,2006:276-290.

Numerical simulation for aluminum/air two-dimensional viscous two-phase detonation

Wei Wei[1,2], Weng Chun-sheng[1]

(1. *National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210094, *Jiangsu, China*;
2. *Jiangsu Maritime Institute, Nanjing* 211170, *Jiangsu, China*)

Abstract: A two-dimensional mathematical model of viscous aluminum/air two-phase detonation is established. The flow field inside the detonation tube was calculated by the method of conservation element and solution element. And the distribution of physical parameters is analyzed. Numerical results show that in the early stages of the deflagration-to-detonation transition process in the tube, pressure change obviously along the radius and significant reflection wave is collided off the wall. In the later period, pressure along the axis changes obviously, but the radial effect still can't be ignored. The reflection wave from the collision is important on the formation of steady detonation wave. Numerical results also show that the initial radius of the aluminum powder particles have certain influence on the formation and propagation of detonation wave. And certain influence of gas viscosity on flow field near the wall in the detonation tube was exerted. The results of the study can be utilized to reveal the mechanism of the deflagration-to-detonation transitim.

Key words: mechanics of explosion; two phase flow; CE/SE method; aluminum dust; detonation

(责任编辑　曾月蓉)